

УДК 535.21, 535.233

ИНИЦИИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ В ОКРЕСТНОСТИ ОДИНОЧНОЙ ЧАСТИЦЫ, НАГРЕВАЕМОЙ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ю. А. Чумаков, А. Г. Князева

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск
yura014@rambler.ru, anna@ispms.tsc.ru

Предложена модель инициирования реакции разложения жидкого углеводорода в окрестности одиночной частицы, нагреваемой СВЧ-излучением. На основе проведенных численных экспериментов получена аналитическая зависимость критического размера частиц от плотности мощности, времени действия импульса СВЧ-генератора и соотношения теплоемкостей и плотностей частиц и реагента.

Ключевые слова: СВЧ-излучение, критический размер частицы, инициирование реакции.

ВВЕДЕНИЕ

Крекинг — это высокотемпературная переработка нефти и ее фракций с целью получения продуктов меньшей молекулярной массы, например моторных топлив, смазочных масел и т. п., а также сырья для химической и нефтехимической промышленности [1]. Разложение углеводородов начинается при температуре $300 \div 500$ °С. Первичные продукты разложения обладают повышенной реакционной способностью. Последующие стадии крекинга могут сопровождаться значительным тепловым эффектом.

Термическое разложение углеводородов можно представить как ряд протекающих последовательно и параллельно химических реакций с образованием большого числа продуктов [2]. В этом процессе одновременно и совместно протекают как эндотермические реакции крекинга (разложение, дегидрирование, деалкилирование, деполимеризация, дегидроциклизация), так и экзотермические реакции синтеза (гидрирование, алкилирование, полимеризация, конденсация) и частично реакции изомеризации с малым тепловым эффектом. Об этом свидетельствует то обстоятельство, что в продуктах термолитического разложения нефтяного сырья всегда содержатся углеводороды от низкомолекулярных до самых высокомолекулярных: от водорода и сухих газов до смолы пиролиза, крекинг-остатка и кокса или дисперсного углерода (сажи).

Проблема, как правило, сводится к тому, как нагреть реагенты и как разделить и отвести продукты реакции. С различными способами организации процесса крекинга связаны различные промышленные способы переработки. При использовании СВЧ-излучения в качестве источника энергии каталитический крекинг можно организовать, если частицы катализатора одновременно будут служить и источником тепла, поглощая излучение, для которого углеводороды почти прозрачны [3].

Разложение углеводорода в окрестности одиночной частицы в первом приближении аналогично широко известной в макрокинетике проблеме «зажигания» горючих веществ нагретым телом конечных размеров [4–8]. Например, в [4, 7] рассмотрена сопряженная задача о нагреве реакционноспособных веществ горячими телами с низкой теплопроводностью; в [5, 6] даны аналитические оценки для времени начала превращения при условии заданного запаса тепла в поджигающих телах. Взаимодействие твердых частиц с газовой или жидкой средой встречается и в задачах типа рассматриваемых в [8–11].

Наиболее близкой к проблеме разложения углеводорода под действием СВЧ-излучения является задача, исследованная в [11], — зажигание взрывчатого вещества, содержащего поглощающее включение, лазерным излучением. Но поскольку там речь идет о твердом веществе, то диффузия, тепловое расширение и другие явления не принимались во внимание, а химическая реакция считалась протекающей по нулевому порядку. Тем не менее использо-

Работа выполнена при поддержке Президиума РАН (заказной интеграционный проект № 5, 2009–2011).

ванные в работе [11] идеи оказывались весьма плодотворными [12–17].

Цель настоящей работы состоит в определении условий начала реакции разложения (инициирования) в окрестности твердой частицы, поглощающей СВЧ-излучение.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предположим, что частицы, находящиеся в объеме реагента, получают некоторое количество энергии от СВЧ-излучения, а реагент для него прозрачен (рис. 1). Поскольку теплопроводность реагента чрезвычайно низкая, что и создает проблему для инициирования реакции при традиционном нагреве, то можно принять, что начальная стадия процесса — инициирование реакции в окрестности каждой из частиц — происходит независимо от других частиц, поэтому область реагента, приходящаяся на частицу, можно считать бесконечно большой. Предположим далее, что радиус частицы R_0 много меньше размера области реагента, приходящейся на частицу. За один импульс частицы, находящиеся в объеме, поглощают энергию $u = A_0 t_0$, где t_0 — длительность одиночного импульса, $A_0 = 100 \div 300$ Вт — мощность излучения. Следовательно, за n импульсов каждая частица поглощает энергию $q_0 = 3kA_0 t_0 n / (4NR_0)$, где k — коэффициент поглощения, N — число частиц. В результате объемный источник для каждой частицы можно представить в виде

$$q = \begin{cases} q_0, & t < t_i, \\ 0, & t \geq t_i, \end{cases}$$

где t_i — время действия излучения.

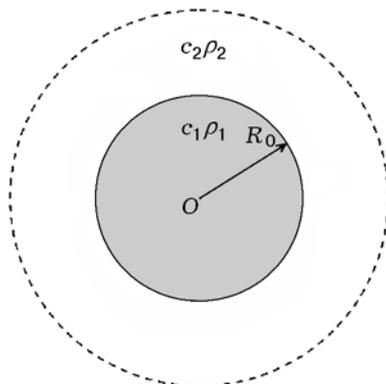
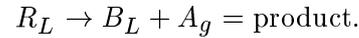


Рис. 1. Иллюстрация к постановке задачи

Пусть в объеме реагента протекает химическая реакция, суммарная схема которой имеет вид



Полагаем, что поток тепла удовлетворяет закону Фурье. Силой тяжести пренебрегаем; в первом приближении не учитываем стадийность превращения, гидродинамические эффекты и тот факт, что частицы являются не только источником тепла для реагента, но и могут участвовать в реакциях как катализаторы.

С учетом сказанного тепловая часть задачи включает уравнение теплопроводности для частицы

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\lambda_1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + q, \quad 0 \leq r \leq R_0, \quad (1)$$

уравнение теплопроводности для реагента

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\lambda_2}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + Q_0 \varphi(\eta, T_2), \quad R_0 < r < \infty, \quad (2)$$

и уравнение для концентрации суммарного продукта реакции в окрестности частицы

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(D r^2 \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) + \varphi(\eta, T_2), \quad (3)$$

где c_k , ρ_k , λ_k — теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности частицы ($k = 1$) и реагента ($k = 2$); T — температура; D — эффективный коэффициент диффузии продукта в смеси веществ; Q — тепловой эффект суммарной реакции; η — степень превращения или доля продукта реакции; $\varphi = k_0(1 - \eta) \exp\left(-\frac{E_a}{RT_2}\right)$, E_a — энергия активации реакции, k_0 — предэкспонент, R — универсальная газовая постоянная.

В центре частицы выполняется условие симметрии, а на бесконечном удалении — условие отсутствия источников и стоков тепла и массы:

$$r = 0: \quad \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T_2}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \eta}{\partial r} = 0. \quad (4)$$

На границе между частицей и реагентом выполняются условие идеального контакта и условие отсутствия источников и стоков для концентрации:

$$r = R_0: \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}, \quad T_1 = T_2, \quad \frac{\partial \eta}{\partial r} = 0. \quad (5)$$

В начальный момент времени полагаем, что температура частицы и реагента равна начальной температуре, концентрация продукта реакции равна нулю:

$$t = 0: \quad T_1 = T_0, \quad T_2 = T_0; \quad \eta = 0, \quad r \geq R_0. \quad (6)$$

Учитывая высокую теплопроводность частиц по сравнению с жидкой фазой и их малые размеры, можно проинтегрировать уравнение теплопроводности для частиц по их объему с учетом граничных условий. В результате приходим к задаче в области от 0 до ∞ , включающей уравнения (2), (3) и условия

$$r = 0: \quad \frac{V}{S} c_1 \rho_1 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{V}{S} q, \quad \frac{\partial \eta}{\partial r} = 0,$$

$$r \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial T_2}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \eta}{\partial r} = 0,$$

где S , V — площадь и объем частицы.

Цель исследования такой задачи заключается в определении критических условий начала реакции или времени инициирования, аналогично [6, 8]. Конечно, для суммарных эндо- и экзотермических реакций качественная картина развития процесса будет различной.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Для параметрического исследования модели удобно перейти к безразмерным переменным:

$$\tau = \frac{t}{t_*}, \quad \xi = \frac{r}{\sqrt{\alpha t_*}}, \quad \theta = \frac{T - T_*}{RT_*^2} E_a, \quad (7)$$

где

$$t_* = \frac{c_2 \rho_2 RT_*^2}{E_a Q_0 k_0} \exp \frac{E_a}{RT_*}, \quad T_* = T_0 + \frac{Q_0}{c_2 \rho_2}.$$

Тогда задача принимает вид:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + (1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \frac{Le}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) + \gamma (1 - \eta) \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta}, \quad (9)$$

ее граничные и начальные условия:

$$\xi = 0: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{3}{K_c \xi_1} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + A f(\tau), \quad \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0,$$

$$f(\tau) = \begin{cases} 1, & \tau \leq \tau_i, \\ 0, & \tau > \tau_i, \end{cases} \quad (10)$$

$$\xi \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0, \quad \frac{\partial \eta}{\partial \xi} = 0,$$

$$\tau = 0: \quad \theta = -\theta_0, \quad \eta = 0. \quad (11)$$

Здесь

$$K_c = \frac{c_1 \rho_1}{c_2 \rho_2}, \quad \xi_1 = \frac{R_0}{x_*} = \frac{R_0}{\sqrt{\alpha t_*}} = \sqrt{Fr},$$

Fr — параметр Франк-Каменецкого, α — температуропроводность,

$$\gamma = \frac{c_2 \rho_2 RT_*^2}{E_a Q_0}, \quad \beta = \frac{RT_*}{E_a}, \quad \theta_0 = \frac{T_* - T_0}{RT_*^2} E_a,$$

$$A = \frac{q_0 t_*}{c_1 \rho_1 RT_*^2} \frac{E_a}{RT_*^2}, \quad Le = \frac{D c_2 \rho_2}{\lambda_2},$$

коэффициент диффузии D в жидком растворе принят постоянным.

Задача решена численно. Дифференциальные уравнения, входящие в систему (8)–(11), аппроксимированы разностными, полученная система линейных алгебраических уравнений решена методом прогонки. Результаты согласуются с решением упрощенной задачи (с постоянными свойствами и без химического тепловыделения) с точностью не хуже 1 %. В расчетах определяли температуру и концентрацию продукта реакции, условия начала превращения.

Использованные в расчетах свойства материалов [18, 19] представлены в таблице. Другие свойства $C_{16}H_{34}$ [18, 19]: $\lambda_2 = 0.1454$ Вт/(м·К), $Q = 227 \div 480$ кДж/кг, $E_a = 100$ кДж/моль, $R = 8.31$ Дж/(моль·К). Радиус частиц $R_0 = 0.15$ мм. Эти данные соответствуют следующим диапазонам безразмерных параметров: $\xi_1 = 8 \div 80$, $\theta_0 = 6 \div 14$, $K_c = 0.31 \div 434$, $Le = 0.1 \div 1$, $\gamma = 0.009 \div 0.1$, $\beta = 0.032 \div 0.042$.

Свойства	Частицы			
	Fe ₃ O ₄	керамика на основе Al ₂ O ₃	сибунит	гексадекан C ₁₆ H ₃₄
Плотность, кг/м ³	5 180	3 750	650	900
Теплоемкость, Дж/(кг·К)	6 470	1 250	711	1 643

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Подробное параметрическое исследование модели показало, что существуют критические условия, обеспечивающие начало реакции разложения. Для суммарной экзотермической реакции это означает, что при постоянстве всех других параметров существует критическое значение радиуса частиц ξ_{1*} , такое что при $\xi_1 < \xi_{1*}$ подводимой энергии недостаточно для развития реакции, а при $\xi_1 \geq \xi_{1*}$ имеет место ее резкое ускорение, приводящее к росту темпе-

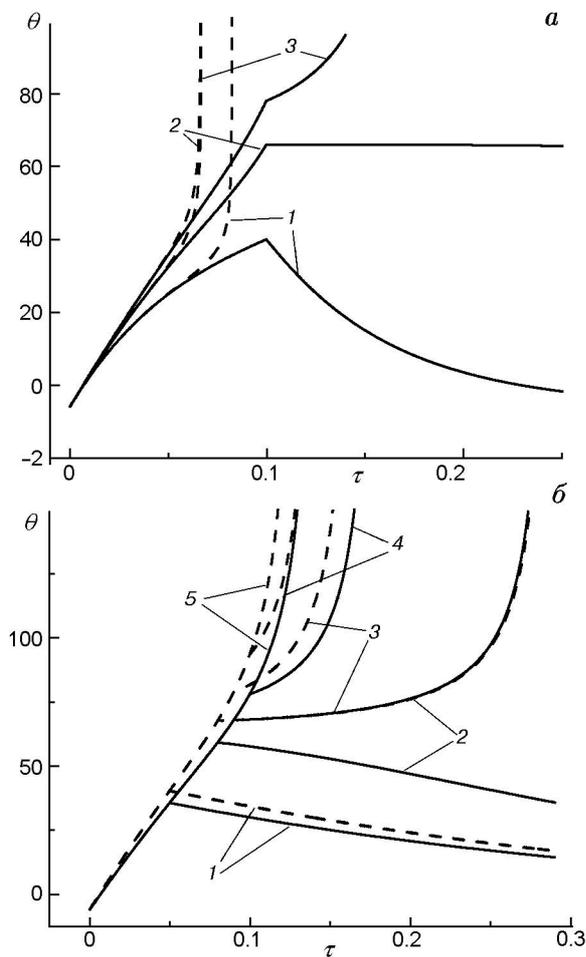


Рис. 2. Изменение температуры в точке $\xi = 0$ во времени:

$\gamma = 0.01$, $K_c = 4.34$, $\theta_0 = 6$; *a* — $Le = 0.1$, $A = 900$, $\tau_i = 0.1$; 1 — $\xi_1 = 152$, 2 — $\xi_1 = 36.6$, 3 — $\xi_1 = 80$; сплошные кривые — $\beta = 0.04$, штриховые — $\beta = 0.03$; *б* — $\beta = 0.04$, $Le = 0.1$, $K_c = 4.34$, $\xi_1 = 80$; 1 — $\tau_i = 0.05$, 2 — $\tau_i = 0.08$, 3 — $\tau_i = 0.09$, 4 — $\tau_i = 0.1$, 5 — $\tau_i = 0.15$; сплошные кривые — $A = 900$, штриховые — $A = 1000$

ратуры. Это иллюстрирует рис. 2, *a*, где представлены зависимости температуры частицы (равной температуре реагента в ее окрестности) от времени. Кривые $\theta(0, \tau)$ подобны полученным в модели зажигания взрывчатых веществ лазерным излучением [11].

Критические условия можно установить, варьируя другие параметры модели: K_c , Le , A , τ_i , β . Качественный ход зависимостей может быть иным. Например, сплошные кривые 3 и 2 на рис. 2, *б* соответствуют времени импульса $\tau_i = 0.09$ (воспламенение) и $\tau_i = 0.08$ (потухание). При увеличении плотности потока A (штриховые линии на этом рисунке) воспламенение происходит и при $\tau_i = 0.08$. Уменьшение β до 0.03 соответствует повышению чувствительности скорости реакции к температуре. В этом случае воспламенение (т. е. резкое повышение температуры) наблюдается при меньших значениях ξ_1 , чем при $\beta = 0.04$ (штриховые кривые на рис. 2, *a*).

Распределение температуры в жидкости, окружающей частицу, характеризуется большими градиентами температуры (рис. 3). Область прогрева для $Le < 1$ меньше, чем область химического превращения, характеризуемая повышением степени превращения η . Увеличение Le связано с ростом коэффициента диффузии, что способствует поступлению свежего вещества в нагретую область, ускорению тепловыделения в реакции и повышению температуры (штриховые кривые на рис. 3).

Слабое влияние на критические условия оказывает и параметр γ . Таким образом, можно принять, что

$$\xi_{1*} = \xi_{1*}(\theta_0, A, \tau_i, K_c, Le). \quad (12)$$

Качественное изменение хода кривых $\theta(\tau)$ при варьировании длительности воздействия иллюстрирует рис. 2, *б*.

На рис. 4 показана зависимость критического радиуса от параметров для частиц, характеризующихся различной теплоемкостью. Для кривых 1–3 получена аппроксимационная формула

$$\xi_{1*} = \frac{3471.4}{K_c} (A\tau_i - 25)^{-1.1}, \quad (13)$$

которая согласуется с расчетами с точностью не хуже 5%. В размерных (физических) переменных формула (13) принимает вид

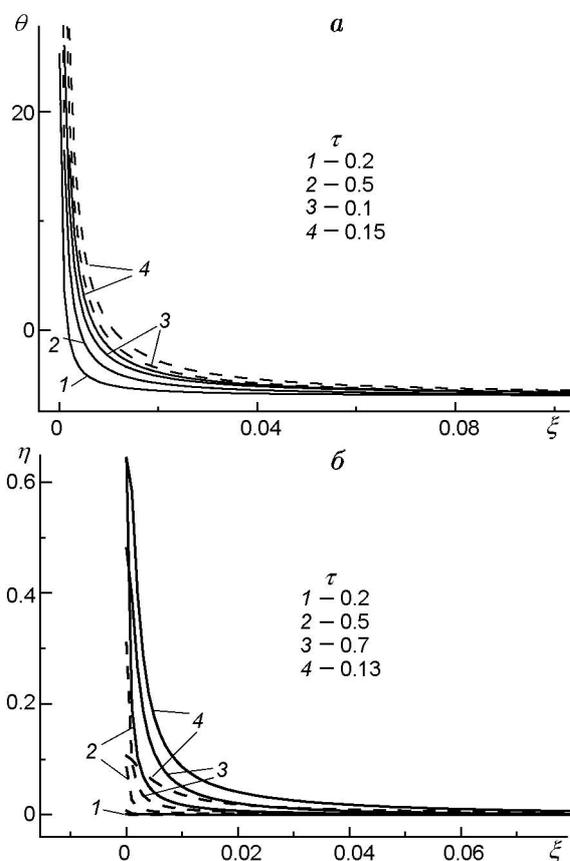


Рис. 3. Распределение температуры (а) и степени превращения (б) по пространственной координате в различные моменты времени:

$\theta_0 = 6$, $\beta = 0.04$, $\gamma = 0.01$, $K_c = 4.34$, $A = 1660$, $\tau_i = 0.1$, $\xi_1 = 80$; сплошные кривые — $Le = 0.1$, штриховые — $Le = 2$

$$R_{0*} = 3471.4 \left(\frac{c_2 \rho_2}{c_1 \rho_1} \sqrt{\frac{E_a Q_0 k_0}{\lambda_1 R T_*^2} \exp \frac{E_a}{R T_*}} \right) \times \left(\frac{q_0 E_a t_i}{c_1 \rho_1 R T_*^2} - 25 \right)^{-1.1}$$

Из формулы следует, что, например, для частиц Fe_3O_4 при $q_0 = 10^8$ Вт/м² критический радиус R_{0*} принимает значения 100 и 30 мкм для $t_i = 100$ и 300 с соответственно.

Процесс инициирования реакции можно характеризовать не только критическим радиусом частицы, но и критическим временем импульса τ_{i*} , по истечении которого наблюдается рост температуры вследствие реакции при заданных параметрах A , ξ_1 . Примем за τ_{i*} такое время, что при $\tau \rightarrow \tau_{i*}$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} > S,$$

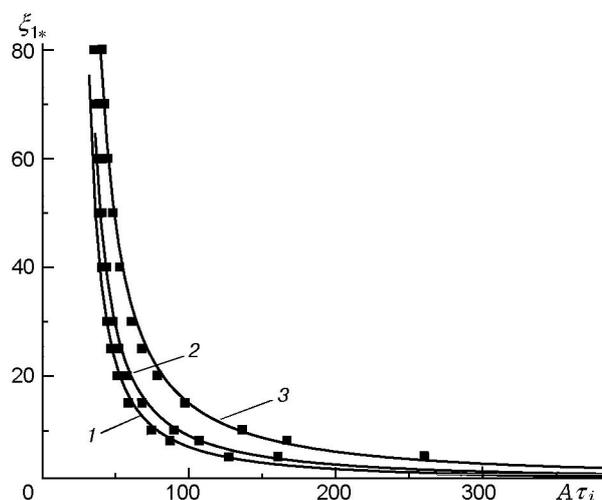


Рис. 4. Зависимость критического значения ξ_{1*} от произведения $A\tau_i$:

$Le = 0.1$, $\tau_i = 0.1$, $\gamma = 0.01$, $\beta = 0.02$; 1 — $K_c = 434$ (частицы Fe_3O_4), 2 — $K_c = 3.2$ (частицы силиката), 3 — $K_c = 2$; линии — аппроксимационная зависимость (13), квадраты — численное решение

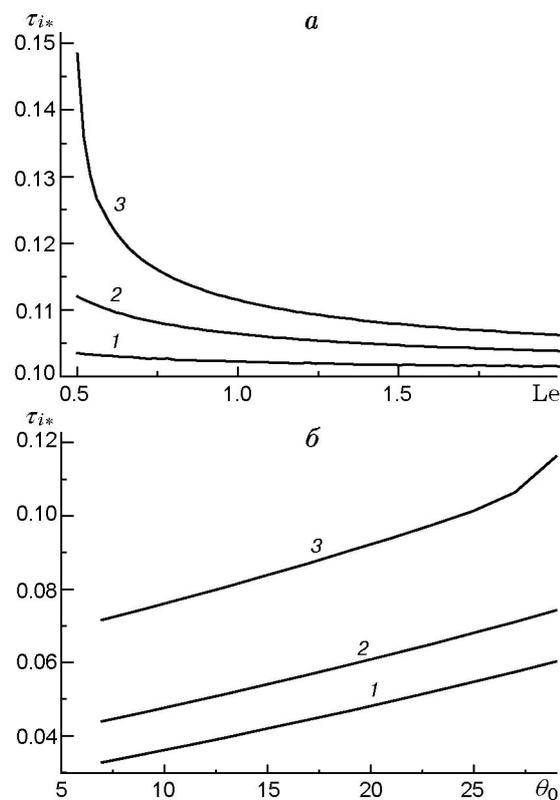


Рис. 5. Зависимость времени τ_{i*} от числа Льюиса (а) и числа Зельдовича θ_0 (б):

$\xi_1 = 51$, $K_c = 434$; а — $\theta_0 = 6$, $\beta = 0.02$, $A = 550$, $\tau_i = 0.1$; 1 — $\gamma = 0.001$, 2 — $\gamma = 0.005$, 3 — $\gamma = 0.01$; б — $A = 1200$, $\tau_i = 0.1$, $\gamma = 0.01$; 1 — $\beta = 0.01$, 2 — $\beta = 0.02$, 3 — $\beta = 0.03$

где S — наперед заданное большое число. В расчетах найдено, что при $S > 4 \cdot 10^5$ различие в определении τ_{i*} перестает быть существенным.

Как видно из рис. 5, значительное падение τ_{i*} наблюдается при увеличении числа Le и уменьшении параметров γ и β , а рост критического времени процесса происходит с увеличением числа Зельдовича θ_0 .

Если суммарная реакция — эндотермическая (рис. 6), то время иницирования химической реакции τ_{i*} (время начала превращения, совпадающее, по определению, с критическим временем действия импульса) следует определять с использованием иного критерия. Если в качестве времени иницирования принять время достижения степенью превращения значения 0.95, то τ_{i*} может как совпадать со временем иницирования экзотермической реакции

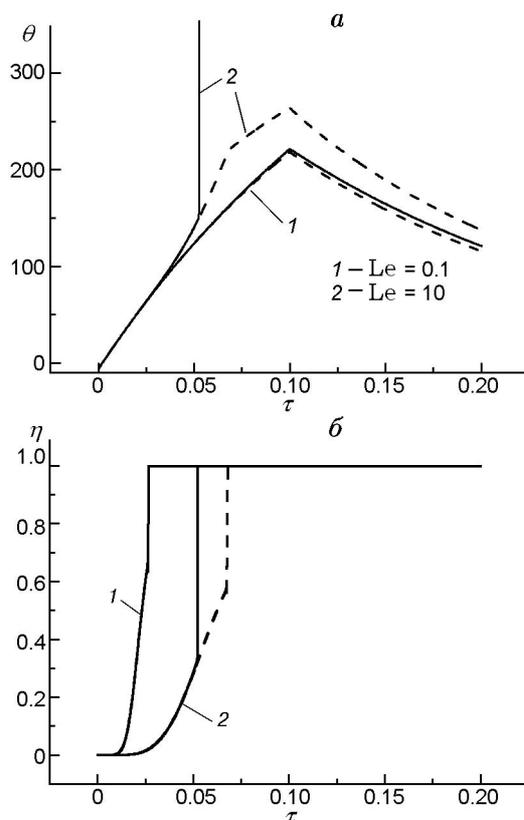


Рис. 6. Изменение температуры (а) и концентрации продукта (б) в точке $\xi = 0$ от времени при различных числах Льюиса и $\gamma = 0.01$, $K_c = 4.34$, $\theta_0 = 6$, $\xi_1 = 80$, $\beta = 0.04$, $A = 3000$, $\tau_i = 0.1$:

сплошные кривые — экзотермическая реакция, штриховые — эндотермическая

(например, при $Le = 0.1$), так и существенно от него отличаться (при $Le = 10$), что непосредственно связано с диффузионным перемешиванием (см. рис. 6). Исследование роли перемешивания, связанного с диффузией, тепловым и концентрационным расширением и другими гидродинамическими эффектами, требует уточнения модели.

ВЫВОДЫ

Сформулирована и исследована модель иницирования реакции разложения жидкого углеводорода в окрестности одиночной частицы, поглощающей СВЧ-излучение. Определены условия начала реакции разложения в окрестности твердой частицы, поглощающей СВЧ-излучение. Показано, что существуют критические условия, обеспечивающие иницирование реакции и зависящие от типа частиц (их теплоемкости) и параметров излучения.

На основе проведенных численных экспериментов получена аналитическая зависимость критического размера частиц от количества поглощенной энергии, времени импульса СВЧ-генератора и соотношения теплоемкости и плотности частиц и реагента.

Конечно, процесс разложения углеводородов в окрестности частиц, поглощающих излучение, а особенно отвод продуктов и подвод свежих порций реагента, зависит от гидродинамической картины течения. Например, высокие градиенты температуры и концентрации в окрестности частиц (см. рис. 3) могут быть причиной значительного расширения вещества, приводящего к образованию локальной газовой полости. С этим явлением могут быть связаны высокие локальные градиенты давления и большие скорости течения. Изучение этих явлений выходит за рамки настоящей работы и будет предметом дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов В. И. Основы нефтегазопромыслового дела. — Москва; Ижевск: ИКИ, 2004.
2. <http://nanoarea.ru/index.php/razlichnye-nauchnye-stati>.
3. Удалов Е. И., Болотов В. А., Танащев Ю. Ю., Черноусов Ю. Д., Пармон В. Н. Пиролиз жидкого гексадекана в условиях селективного нагрева катализатора СВЧ-излучением // Теорет. и эксперим. химия. — 2010. — Т. 46, № 6. — С. 370–377.

4. Лоскутов Г. С., Сандрыкина Т. С. Сопряженная задача кондуктивного теплообмена между нагретой частицей и реакционноспособной средой // Математическое моделирование азротермохимических явлений. — М., 1974. — С. 147–155.
5. Берман В. С., Рязанцев Ю. С., Шевцова В. М. Асимптотический анализ зажигания горючей газовой смеси тепловой неоднородностью // Прикл. математика и механика. — 1980. — Т. 44, № 1. — С. 89–95.
6. Дик И. Г., Зурер А. Б. Применение метода интегральных соотношений в задачах теории зажигания // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18, № 4. — С. 16–22.
7. Гришин А. М., Субботин А. Н. Сопряженный теплообмен между нагретыми инертными телами и реакционноспособной средой // Тепло- и массоперенос. — Минск, 1972. — Т. 2, ч. 2. — С. 286–294.
8. Гремячкин В. М. Взаимодействие пористой частицы углерода с водяным паром // Хим. физика. — 2007. — Т. 26, № 5. — С. 26–33.
9. Гремячкин В. М., Дудкин В. А., Рухин В. Б. Газификация графита в высокотемпературных газовых потоках, содержащих H_2O , CO_2 // Хим. физика. — 2008. — Т. 27, № 7. — С. 45–49.
10. Гремячкин В. М., Мазанченко Е. П. Газификация пористой частицы углерода в парах воды // Хим. физика. — 2007. — Т. 26, № 5. — С. 26–33.
11. Александров Е. И., Ципилев В. П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 6. — С. 104–109.
12. Кузнецов Г. В., Мамонтов Г. Я., Таратушкина Г. В. Численное моделирование зажигания конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 1. — С. 78–85.
13. Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Математическое моделирование зажигания жидкого горючего вещества нагретой до высоких температур частицей // Изв. вузов. Физика. — 2007. — № 9/2. — С. 103–112.
14. Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Зажигание накаленной одиночной частицей жидких углеводородных топлив // Изв. Томск. политехн. ун-та. — 2008. — № 4. — С. 5–9.
15. Захаревич А. В., Кузнецов В. Т., Кузнецов Г. В., Максимов В. И. Зажигание модельных смесевых топливных композиций одиночной, нагретой до высоких температур частицей // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 5. — С. 54–57.
16. Захаревич А. В., Кузнецов Г. В., Максимов В. И. О механизме зажигания бензина одиночной нагретой до высоких температур металлической частицей // Пожаровзрывобезопасность. — 2008. — Т. 17, № 5. — С. 39–42.
17. Буркина Р. С., Микова Е. А. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 2. — С. 40–47.
18. Варграфтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972.
19. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Физические величины: справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.

*Поступила в редакцию 10/XII 2010 г.,
в окончательном варианте — 16/IX 2011 г.*